

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СПОНТАННОЙ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ ЗЕЛЕННЫХ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИХ ДИОДОВ

Бобученко Д.С.¹, Доманевский Д.С.¹, Хорунжий И.А.¹,
Трофимов Ю.В.², Цвирко В.И.², Каканакоев Р.Д.³

¹Белорусский национальный технический университет, Минск, Республика Беларусь

²Республиканское научно-производственное унитарное предприятие «Центр светодиодных и оптоэлектронных технологий» Национальной академии наук, Минск, Республика Беларусь

³Институт прикладной физики, Пловдив, Болгария

Изучены метрологические возможности специализированного измерительного комплекса, с помощью которого получены спектры электролюминесценции (ЭЛ) светоизлучающих диодов (СИД). Проведен анализ и исследованы формы спектров ЭЛ СИД с одиночной квантовой ямой на основе модели учитывающей проникновение в двухмерный активный слой InGaN электрического поля от прилегающих к нему барьерных слоев GaN и AlGaIn. С помощью данной модели получены значения эффективной ширины запрещенной зоны, уровня Ферми, параметра экспоненциального хвоста плотности состояния.

Введение

Опыт развитых стран показывает, что при решении актуальной проблемы энергетической безопасности обычно используют два фундаментальных подхода: создание новых энергетических источников и организацию экономного расходования энергоресурсов. В текущем столетии второй подход связывают с переходом к новым источникам освещения – полупроводниковым светоизлучающим диодам (СИД) – вместо традиционных ламп накаливания [1].

В связи с практическим решением этой задачи возникает необходимость методического и приборного обеспечения точных и воспроизводимых измерений характеристик люминесцентного излучения отдельных светодиодов на этапах их разработки и тестирования, а также на этапе сертификации законченных светотехнических и светосигнальных устройств, состоящих из множества светодиодов.

Основная часть

Настоящее сообщение посвящено изучению спектрального распределения спонтанной электролюминесценции (ЭЛ) зеленых светоиз-

лучающих диодов (СИД). Формы и параметры спектров ЭЛ СИД с одиночной квантовой ямой (ОКЯ) типа NSPG500S, изготовленных фирмой Nichia (Япония), измерялись на специализированном измерительном комплексе фирмы Instrument System GmbH (Германия).

Использовалась технология измерений фотоэлектрических параметров СИД, разработанная специалистами Федерального физико-технологического бюро (РТВ) Германия [2]. Полученные в РТВ результаты прошли международное сличение с данными Национального института стандартов и технологий (NIST) США и были использованы в качестве основы для взаимного признания калибровок обеих стран.

В соответствии с технологией РТВ спектры ЭЛ снимались при фиксированной температуре $295,3 \pm 0,1$ К, стабилизирующей номинальный режим работы источника света. Изучались зависимости усредненной энергетической яркости I , измеряемой в абсолютных единицах ($\text{Вт}/\text{см}^2 \cdot \text{ст нм}$) от энергии излучаемых квантов ($h\nu$, эВ).

На рисунке 1 представлены изменения характеристических параметров формы спектров ЭЛ в зависимости от уровня возбуждения СИД, определяемого величиной постоянного тока

прямого смещения. Видно, что при увеличении тока в диапазоне $1\text{ мкА} \div 50\text{ мА}$ имеет место высокоэнергетический сдвиг максимума ($h\nu_{\text{max}}$) и уширение спектров ЭЛ. Наблюдаемые изменения характерны и для спектрального распределения относительной интенсивности ЭЛ, полученных в работах [3–5], в том числе для СИД синего свечения, а также в спектрах объемных полупроводников типа A^3B^5 . Это свидетельствует об идентичности конструкций и технологий исследуемых СИД, в которых используется одиночная квантовая яма (ОКЯ) толщиной около 3 нм из нелегированного InGaN, помещаемого между барьерными трехмерными слоями из n-GaN и p-AlGaIn сильнолегированных (СЛ) атомами Si и Mg вплоть до вырождения электронов и дырок.

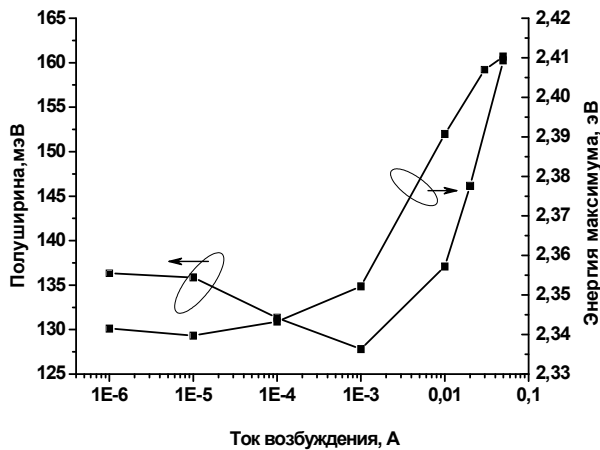


Рисунок 1 – Зависимости ширины (на полувысоте) спектра и энергии максимума спектра ЭЛ от величины тока смещения СИД

Обычно считается, что при эпитаксиальном выращивании таких структур примесные атомы не успевают продиффундировать в наноразмерные относительно быстро растущие слои. Однако эксперименты [3–5] и данные рисунка 2 показывают, что при достаточно высоком уровне возбуждения спектры ЭЛ различных СИД демонстрируют квадратичные (параболические) участки на низкоэнергетическом фронте вблизи энергии $h\nu_{\text{max}}$. Такие же участки наблюдаются и в спектрах ЭЛ объемных сильнолегированных (СЛ) полупроводников типа A^3B^5 . Они свидетельствуют о наличии прямых излучательных переходов электронов из вырожденной зоны проводимости в валентную зону или на акцепторные состояния [6].

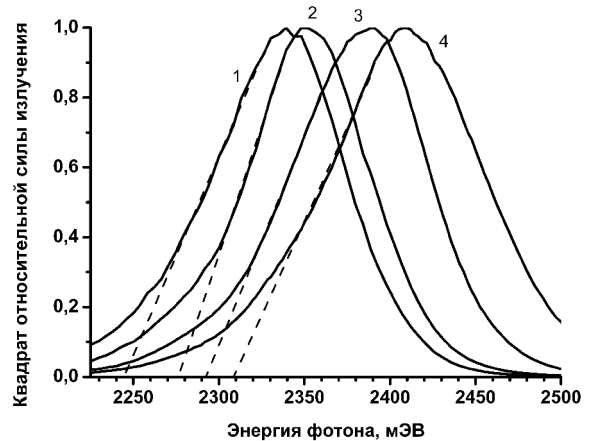


Рисунок 2 – Экспериментальные зависимости квадрата силы излучения в относительных единицах от энергии излучаемых фотонов: токи: 1 – 10 мкА, 2 – 1 мА, 3 – 10 мА, 4 – 50 мА

Таким образом, одинаковая форма спектров и благоприятное расположение тонкой КЯ между СЛ трехмерными барьерными слоями позволяет предполагать, что в КЯ проникают не примесные атомы, а кристаллическое поле, потенциал которого включает компоненту случайно распределенных ионизированных ионов, содержащихся в барьерных слоях. Тогда в результате взаимодействия этого поля с основными электронными состояниями КЯ, энергетические уровни последних будут модулироваться и размываться по координатам x и y в плоскости КЯ. Не исключено, что это влияние реализуется и в процессе роста гетероструктуры, так что характерные структурные и потенциальные изменения ширины КЯ и, соответственно, энергетический спектр её состояний в значительной мере контролируются указанным эффектом.

Оценки показывают, что флуктуации электронных состояний экранируются двумерным (2D) радиусом экранирования r_s , который меньше боровского радиуса электронов ($r_s < a_{Be}$). Это означает, что электроны, ограниченные в КЯ, остаются свободными выше локального уровня КЯ вплоть до квазиуровня Ферми. Они могут также локализоваться и в флуктуационных состояниях хвоста зоны проводимости, возникающих из-за примесных неоднородностей и других взаимодействий.

Наоборот, потенциал тяжелых дырок, участвующих в излучательной рекомбинации, не экранирован ($r_s > a_{Bh}$), и они должны быть классически локализованы в узком энергетическом интервале потенциального рельефа

вблизи потолка валентной зоны КЯ, точнее у локального уровня дырок, соответствующего значению среднеквадратичной флуктуации примесного потенциала E_γ . Ширина локализации дырок зависит от их эффективной массы (m_h), которая существенно превышает массу электронов ($m_h \gg m_e$), и поэтому распределение дырок должно быть более узким по сравнению с электронным и не оказывающим существенного влияния на форму спектра ЭЛ. В результате низкоэнергетический фронт спектра будет отражать главным образом функцию распределения электронов, как это следует из рисунка 2, демонстрирующего известный закон [6] $I = B(h\nu - E_0)^{1/2}$. Отсюда можно, интерполируя зависимость $I^2 = f(h\nu)$ к нулевой интенсивности, найти энергию локализации дырок E_0 относительно заполняемых состояний зоны проводимости.

Исходя из приведенного анализа, модель излучательных переходов и энергетический спектр электронных состояний в области КЯ СИД можно представить в следующем виде (рисунок 3).

Электроны с энергией ϵ_e локализируются в состояниях вырожденной зоны проводимости и экспоненциального хвоста с точкой равновесия при $\epsilon_e = \gamma/2$, где γ – показатель экспоненты.

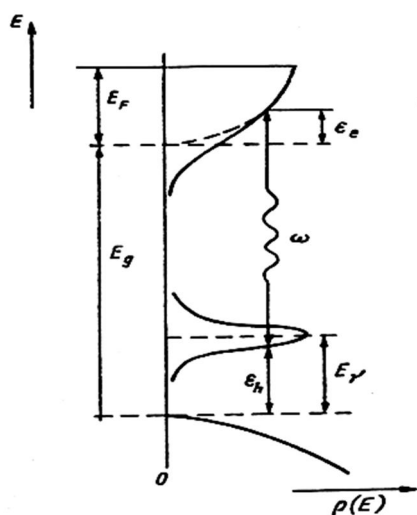


Рисунок 3 – Энергетический спектр электронов в КЯ с учетом эффекта наложения потенциала барьерных слоев

Плотность дырочных состояний зададим в виде функции Гаусса [5]:

$$p(\epsilon_h) = B \exp\left(-\frac{(E_\gamma - \epsilon_h)^2}{\sigma^2}\right), \quad (1)$$

где E_γ – энергия максимума гауссиана, ϵ_h , σ – энергия и дисперсия дырок. Из-за сильной локализации дырок можно принять $E_\gamma = \epsilon_h$.

В СЛ полупроводниках с краями основных зон, модулированными флуктуациями примесного потенциала, закон сохранения квазиимпульсов обычно выполняется за счет различных взаимодействий неравновесных электронов и дырок с ионами примесей и другими дефектами структуры. В нелегированной КЯ могут происходить прямые переходы, о чем свидетельствует рисунок 2. Кроме того, закон сохранения квазиимпульса может соблюдаться и при взаимодействии носителей с фононами.

Тогда наряду с прямыми могут наблюдаться и не прямые переходы в прямозонном полупроводнике [6], приводящие к характерному закону изменения интенсивности $I = A(h\nu - E_0 + E_p)^2$, где E_p – энергия фонона. Действительно, зависимости $I^{0.5} = f(h\nu)$, приведенные на рисунке 4 обнаруживают линейные участки практически вплоть от максимума интенсивности ЭЛ (I_{max}), точнее в спектральной области, соответствующей $(0,6 \div 1)I_{max}$. Пороговая энергия локализации дырки, поглощаемой вместе с фононом, составляет примерно 60 мэВ (рисунок 4).

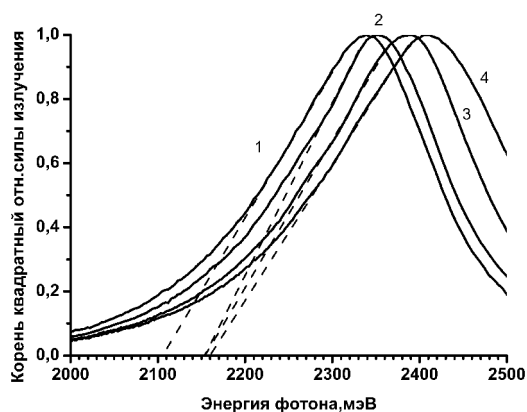


Рисунок 4 – Экспериментальные зависимости корня квадратного силы излучения в относительных единицах от энергии излучаемых фотонов: токи: 1 – 10 мкА, 2 – 1 мА, 3 – 10 мА, 4 – 50 мА

Таким образом, форму спектра можно выразить на основе закона сохранения энергии:

$$\omega = \epsilon_e + E_g - E_\gamma = E_e + E_0, \quad (2)$$

где ω – энергия квантов ($h\nu$), E_g – ширина запрещенной зоны. Интенсивность ЭЛ представим как:

при $\varpi - (E_g + E_\gamma) \geq \frac{\gamma}{2}$:

$$I(\varpi) = \varpi \frac{\sqrt{\varpi - (E_g + E_\gamma)}}{\exp\left(\frac{\varpi - (E_g + E_\gamma) - E_F}{KT}\right) + 1}, \quad (3)$$

при $\varpi - (E_g + E_\gamma) < \frac{\gamma}{2}$:

$$I(\varpi) = \varpi \sqrt{\frac{\gamma}{2 \exp(1)}} \cdot \frac{\exp\left(\frac{\varpi - (E_g + E_\gamma)}{\gamma}\right)}{\exp\left(\frac{\varpi - E_g - \mu}{KT}\right) + 1}. \quad (4)$$

Подгоночными параметрами при сопоставлении теории и эксперимента являются величины γ , E_F , и $E_{g,эф} = (E_g + E_\gamma)$.

Из рисунка 5 видно, что эксперимент и теория хорошо согласуются в области примерно двух порядков от максимальной интенсивности ЭЛ.

Расхождения при меньших интенсивностях могут быть связаны с шумами и влиянием перегрева электронной подсистемы

микрообластей, в которых происходит излучательная рекомбинация носителей заряда. Особенно существенное значение этот перегрев принимает при токах, превышающих номинальный эксплуатационный режим (1мА). Как видно из таблицы, температуры микрообластей генерации ЭЛ излучения достигают 500 К.

Высокоэнергетический сдвиг максимумов в спектрах на рисунке 1 связывается с вырождением электронов, а также с вкладом фонон-дефектного взаимодействия. Общее совпадение эксперимента и теории в соответствии с рисунком 5 и таблицей достигается при учете локализации рекомбинирующих носителей заряда в прилегающих к зоне проводимости и валентной зоне хвостам плотности состояний. Последние возникают из-за проникновения в двумерный активный слой InGaN электрического поля от прилегающих к нему барьерных трехмерных слоев GaN(Si) и AlGaN(Mg), сильнолегированных атомами кремния и магния. Это приводит к наложению переходов зона-зона и зона-акцептор в экспериментальных спектрах (рисунок 5), в которых при всех уровнях возбуждения наблюдается практически постоянная разность в энергиях $(E_2 - E_3) \approx 37$ мэВ, что соответствует энергии ионизации примесного уровня Mg $E_v + 0,37$ эВ.

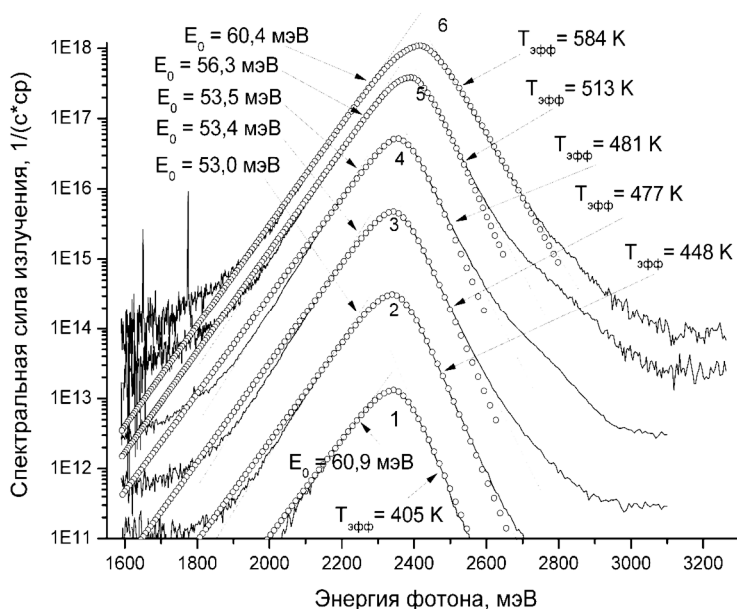


Рисунок 5 – Экспериментальные (сплошные линии) и теоретические (°) зависимости силы излучения от энергии излучаемых фотонов: токи: 1 – 1мкА, 2 – 10мкА, 3 – 100мкА, 4 – 1мА, 5 – 10мА, 6 – 50мА

Энергетические параметры излучательных переходов, электронных состояний спектра спонтанной электролюминесценции СИД типа NSPG500S

Токи смещения СИД, (А)	Энергии максимумов спектров ЭЛ, (эВ)		Энергии уровней локализации дырок E_0 , (эВ)	Величины среднеквадратичных флуктуаций призмического потенциала γ , (мэВ)			Температуры в области генерации ЭЛ излучения, (К)
	эксперимент	расчет		эксперимент	расчет	эксперимент	
1 10^{-6}	2,347	2,310	2,255	62,9	55	375,5	
10 10^{-6}	2,342	2,305	2,258	64,2	63	372	
100 10^{-6}	2,342	2,301	2,260	62,8	61	367	
1 10^{-3}	2,350	2,309	2,265	62,2	43	369	
10 10^{-3}	2,394	2,359	2,302	62,1	57	390	
20 10^{-3}	2,404	2,367	2,308	60,6	59	434	
30 10^{-3}	2,410	2,371	2,313	61,1	58	457	
50 10^{-3}	2,414	2,378	2,323	62,6	55	501	

Выводы

Обнаружены следующие экспериментальные закономерности:

1. Ширина (на полувысоте) спектров и энергии максимумов спектров ЭЛ (рисунок 1) с увеличением тока прямого смещения в интервале 1мкА÷50мА возрастают аналогично спектрам ЭЛ объемных трехмерных полупроводников типа A^3B^5 (GaAs, InP, InAs и др.), что обычно связывается с эффектом Бурштейна-Мосса, проявляющимся при высоких уровнях возбуждения $p-n$ перехода и соответствующего вырождения носителей заряда.

2. Спектры ЭЛ СИД зеленого и синего свечения, обусловливаемого излучательной рекомбинацией неравновесных электронов и дырок в одиночных двумерных квантовых ямах обнаруживают одинаковые типы оптических переходов: прямые и непрямые с характерными для них законами изменения интенсивности (I) низкоэнергетической ЭЛ от энергии квантов ($h\nu$) типа: $I = B(h\nu - E_0)^{1/2}$, $I = A(h\nu - E_0 + E_p)^2$ соответственно.

3. Одинаковая форма спектров и расположение тонкой КЯ между СЛ трехмерными барьерными слоями позволяют предполагать, что в КЯ проникают не примесные атомы, а кристаллическое поле, потенциал которого включает компоненту случайно распределенных ионизированных ионов, содержащихся в барьерных слоях. Тогда в результате взаимодействия этого поля с основными электронными состояниями КЯ энергетические уровни

последних будут модулироваться и размываться по координатам x и y в плоскости КЯ. Не исключено, что энергетический спектр состояний КЯ контролируется указанным эффектом. Эти закономерности использованы для разработки моделей излучательных переходов, энергетического спектра электронных состояний КЯ и для анализа полученных результатов.

Список цитируемых источников

1. Нитриды галлия, индия, алюминия – структуры и приборы: тезисы докладов 7-ой Всерос. конф., Москва, 1-3 февраля 2010. / Физ. фак-т МГУ им. М.В. Ломоносова, Физ.-техн. ин-т. им. А.Ф. Иоффе РАН, РАН; под ред. А.В. Сахарова [и др.]. – СПб.: Политех. университет, 2010. – 256 с.
2. Заутер, Г. Фотометрия светодиодов / Г. Заутер, М. Линдемманн, А. Шперлинг, И. Оно // Светотехника. – 2004. – №3. – С. 5 – 13.
3. Доманевский, Д. С. Анализ формы низкоэнергетического фронта спектров электролюминесценции (ЭЛ) светодиодов с одиночной InGaN квантовой ямой / Д. С. Доманевский, В. А. Вилькоцкий, Ю. В. Трофимов, Б. Г. Арнаудов, Р. Д. Каканак., С. А. Манего // Нитриды галлия, индия и алюминия: структуры и приборы: тезисы докладов 5-ой Всерос. конф., Москва, 31 января–02 февраля 2007 г. / Физ. фак-т МГУ им. М. В. Ломоносова, Физ.-техн. ин-т. им. А. Ф. Иоффе РАН, РАН; под ред. В. В. Лундина [и др.]. – СПб.: Политех. университет, 2007. – С. 87–88.
4. Доманевский, Д. С. Форма полосы излучения светоизлучающих диодов (СИД) с одиночной

квантовой ямой (КЯ) InGaN / GaN между легированными барьерами / Д. С. Доманевский, Б. Г. Арнаудов, Д. С. Бобученко, Ю. В. Трофимов, Р. Д. Каканакон // Нитриды галлия, индия и алюминия – структуры и приборы: тезисы докладов 6-й Всерос. конф. Санкт-Петербург, 18-20 июня 2008 г. / С.-Петерб. политех. ун-т, Физ. фак-т МГУ им. М. В. Ломоносова, Физ.-техн. ин-т. им. А. Ф. Иоффе РАН, РАН; под ред. А. В. Сахарова [и др.]. – СПб.: Политех. университет, 2008. – С. 169–170.

5. *Доманевский, Д. С.* Оптический контроль параметров полупроводников типа A^3B^5 / Д. С. Доманевский, В. А. Вилькоцкий, С. В. Жоховец, Г. Гобш, А. А. Герасимович, Б. Г. Арнаудов, Р. Д. Каканакон, Ю. В. Трофимов // Высокие технологии в промышленности России: материалы XII Междунар. научно-техн. конф., Москва, 7–9 сентября 2006 г. – Москва : ЦНИТИ «Техномаш», 2006. – С. 427–433.
6. *Питер, Ю.* Основы физики полупроводников / Ю. Питер, М. Кардона. – М.: Физматлит, 2002. – 560 с.

Bobuchenko D. S. , Domanevskii D. S., Khorunzhii I. A. , Trofimov Yu. V. , Tsvirko V. I. , Kakanakov R. D.

Spectral distribution of spontaneous electroluminescence in green light emitting diodes at different excitation levels

Metrological possibilities of a specialised measuring complex with which help electroluminescence spectra (EL) light-emitting diodes (LED) are received are studied. The analysis is carried out and forms of spectra of EL LED with a single quantum hole on the basis of model considering penetration into two-dimensional active layer InGaN of electric field from barrier layers GaN adjoining to it and AlGaN are investigated. By means of the given model values of effective width of the forbidden zone, Fermi's level, parametre of a exponential tail of density of a condition are received.

Поступила в редакцию 03.05.2010.